

八十年代的凝聚态物理学

谢 希 德

(复旦大学)

今年是二十世纪伟大物理学家尼尔斯·玻尔诞辰一百周年,这是物理学界的一件大事。虽然本世纪三十年代以后,物理学中的许多分支有了很大的进展,但是每一个物理学工作者都不会忘记本世纪初近代物理学萌芽时期的一系列激动人心的事件,其中玻尔的原子模型毫无疑问揭开了近代物理学史上最重要的序幕。他所提出的原子定态能量不连续和量子跃迁的基本思想,至今仍未过时,他的量子理论是近代物理学发展的重要基础之一。为了纪念玻尔的诞生,本文简要地介绍在凝聚态物理学领域中,八十年代开始以来出现的一些引人注目的发展。

一、八十年代凝聚态物理学发展的特点

八十年代凝聚态物理学的发展是和许多其它学科的发展分不开的,特别是和材料科学、化学、理论物理、原子核物理甚至基本粒子物理的发展有着十分密切的关系。近年来,凝聚态物理发展的特点之一是研究对象的多样化,由研究结构比较简单的晶体发展到研究结构非常复杂的晶体。而更引人兴趣的是研究对象已经发展到一些特殊的体系和材料,例如表面、界面、微粒、薄膜、无序材料、亚微米结构、复合材料、高度各向异性的固体、准一维和二维材料等。此外,还发展了许多人工设计的具有特殊性能的材料,例如金属、半导体、无定型半导体的超晶格等。这些研究不仅为材料的应用和器件的发展提供了广阔的前景,也为物理学家提出了许多新颖的课题。

凝聚态物理发展的特点之二是采用了多种现代化实验手段。超低温、高压、强激光、磁共

振、电子束和离子束等实验技术已经使用并得到多年的发展。近年来,同步辐射和中子源实验技术获得迅速发展,为凝聚态物理研究专用的同步辐射实验装置的数目日益增加,提供了从红外到硬X射线的强光源。中子、电子、光子等探测手段的使用,使我们对固体的结构、电子态(包括表面和界面)、磁性、相变和激发等有进一步的了解。新的探测方法,例如 μ 子束、正电子束探测方法等也已开始应用于凝聚态物理研究。新的实验设备层出不穷。

凝聚态物理发展的特点之三是理论研究的深入。三十年前,和理论物理的其它领域相比,固体的量子理论在单电子近似的范畴内是比较简单的。随着超导理论、超流理论的发展和相对相变现象的微观本质了解的深入,凝聚态理论的研究工作进入物理学的前沿,其研究成果和原子核物理与高能物理的成果相互引用。显然,导致理论蓬勃发展的原因是与前两个特点密切相关的。

凝聚态物理发展的特点之四是它与计算物理之间的密切联系。不少人认为,凝聚态物理中的许多深入的研究结果都是通过理论、实验和与计算物理的密切联系而得到的。由于计算机的发展,计算物理可以把原来的理论研究和实验结果的分析推向崭新的阶段。

二、八十年代受到重视的物理现象和研究领域

下面列举几个八十年代受到重视的物理现象和研究领域来说明上节阐述的凝聚态物理发展的特点。

1. 量子霍尔效应和分数量子霍尔效应^[4]

1980年, K. V. Klitzing 等人^[2]在测量金属-氧化物-半导体场效应晶体管的反型层在1.5K 和18.9T 的强磁场下,反型层中二维电子气的霍尔效应出现一些反常现象.他们发现,当栅压增加也就是反型层中电子浓度增加时,霍尔效应出现了一系列的台阶,在台阶的平台处,霍尔电阻率可表示为

$$\rho_{xy} = B/nec = \hbar/e^2\nu \quad (\nu = 1, 2, 3, \dots), \quad (1)$$

式中 n 为电子浓度, ν 是费米能级 E_F 下被电子充满的朗道能级数, B 为外加磁场, 电子浓度 n 可表示为

$$n = \frac{\nu Be}{\hbar c}. \quad (2)$$

与此同时,样品的与纵向电压降有关的电阻率 $\rho_{xx} = 0$, 这种现象称为量子霍尔效应(如图1所示). K. V. Klitzing 还指出,测量这种效应,

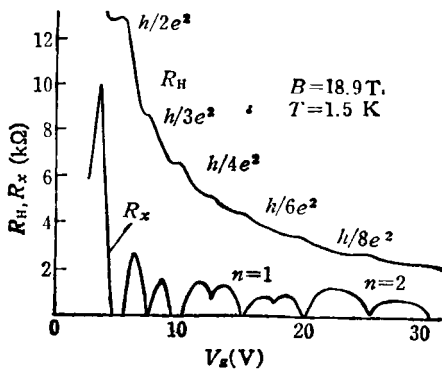


图1 硅 MOSFET 中二维电子气的量子霍尔效应
($\rho_{xx}, \rho_{xy} \sim V_g$; $R_L = \rho_{xy}$, $R_H = \rho_{xx}$)

可以给出 $\frac{\hbar}{e^2c}$ 的精确数值.这种以固体元件中的物理参数来测量量子电动力学的参数的方法立即引起许多科学工作者的重视.到1982年为止,测量超精细结构常数的精确度已达1/10T,下面列出美国、日本、西德等国所得的结果^[3]:

$$\left. \begin{aligned} \alpha^{-1} &= 137.035968 \pm 0.000023 \text{ (美国)}, \\ \alpha^{-1} &= 137.03589 \pm 0.00012 \text{ (日本)}, \\ \alpha^{-1} &= 137.03592 \pm 0.00008 \text{ (西德)}. \end{aligned} \right\} (3)$$

物理

K. V. Klitzing^[2] 等还指出,利用这个效应也可得到电阻的标准.

早在1976年, Kawaji 等就指出,当磁场足够高 ($B \sim 15T$) 和温度足够低 ($T \sim 1.5K$) 时,并且当相邻朗道能级的状态密度交叠很少时, Si MOS 场效应晶体管反型层中有反常的输送现象^[3]. K. V. Klitzing 等指出,当费米能级 E_F 位于朗道能级之间时,才会出现 ρ_{xy} , 有平台和 ρ_{xx} 趋于零的情况.由于上述工作, K. V. Klitzing 获得1985年诺贝尔奖金物理学奖.

崔琪和 Allen 等^[5]利用定域态的概念以及 Ando 和 Uemura 等早期的工作^[6,7]对 K. V. Klitzing 等的结果作了解释. 崔琪^[8]等利用分子束外延和调制掺杂技术制备的 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结表明,被限制在 Al_xGa_{1-x}As 和在其下的 GaAs 的界面内运动的电子是典型的二维电子气,垂直于界面的电子运动是量子化的,而平行于界面的电子是自由的二维运动.他们将样品制成典型的用于测量霍尔系数的桥式结构,通过改变外加磁场,在 $B = 8.4T$, $4.2T$ 和 $2.7T$ 时,观测到 ρ_{xy} 的平台及 ρ_{xx} 值为零的情况. $B = 8.4T$ 时, E_F 在 $\nu = 0$ 与 $\nu = 1$ 之间; $B = 4.2T$, 相当于 E_F 在 $\nu = 1$ 与 $\nu = 2$ 之间;而当 $B = 2.7T$ 时, E_F 在 $\nu = 2$ 和 $\nu = 3$ 之间.这种量子霍尔效应是通过改变磁场而得到的(见图2).

崔琪等^[9]利用高迁移率的 GaAs-Al_xGa_{1-x}As

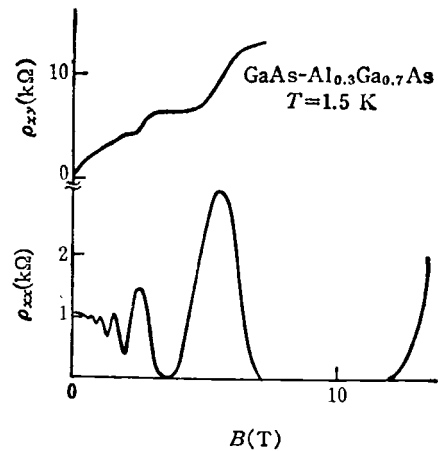


图2 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 异质结二维电子气 ρ_{xx} 和 ρ_{xy} 与 B 的关系

异质结构，在更高的磁场强度 ($B \sim 250\text{T}$) 和非常低的温度 ($< 0.5\text{K}$) 下发现了更加有趣的现象(如图 3 所示)，即平台不仅出现在 ν 为整数处，而且出现在 $\nu = \frac{4}{5}, \frac{2}{3}, \frac{8}{5}, \frac{4}{7}, \frac{3}{7}, \frac{2}{5}, \frac{1}{3} \dots$ 等分数处，在 ρ_{xy} 出现平台处，纵向电压降也是零， $\rho_{xx} = 0$ 。这个现象立即受到许多理论工作者的重视。早在三十年代，Wigner^[10] 就提出当电子气密度足够低时，体系会由电子气变成电子晶格，称为 Wigner 晶格。1979 年，Grimes 等^[11] 在液氦表面的电子单层中观察到六角形的 Wigner 晶格。崔琪等原来也是希望在异质结的二维电子气中观察 Wigner 晶格，但却发现到分数的量子霍尔效应。R. Laughlin 指出^[12]，如果计入电子间的关联作用，液态的能量可能比 Wigner 晶态的能量低，此时系统的行为有如一种量子液体。利用这个理论，可以部分地解释分数量子霍尔效应。由于分数量子霍尔效应的发现，崔琪、H. Störmer 和 A. Gossard 获得 1984 年美国物理学会的 Oliver E. Buckley 奖。

2. 能隙工程

分数量子霍尔效应之所以能实现，是由于用分子束外延和调制掺杂技术做出了具有高迁移率的异质结。所谓调制掺杂是在能隙较大的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层中掺入做为施主的硅杂质，施主电离后，进入导带的电子掉进 GaAs 的导带，如图 4 右上角的图所示。由于载流子和电离杂质被分在两个区域中，在低温时，对于载流子运动迁移率数值起作用的电离杂质散射的作用减小，迁移率可高达理论值。由图 4 可看出从 1978 年到 1982 年迁移率增长的速率。高迁移率的材料为制备高迁移率场效应晶体管提供了条件。由于这些技术的发展，人们有可能根据器件的需要来设计材料，形成了被称为能隙工程的一个研究领域。这个领域的基础是化合物半导体物理和以分子束外延与金属有机物化学汽相沉积为主的材料科学以及各种器件。根据这些基础设计出所需要的结构，实现后又可以开展有关异质界面物理和器件物理方面的研究工作。常利用薄层交替的结构来获得具有特殊性质的材料，目前这种被称为超晶格的材料发展日新月异，品种不断增加。包括半导体、无定型半导体以及金属等材料。

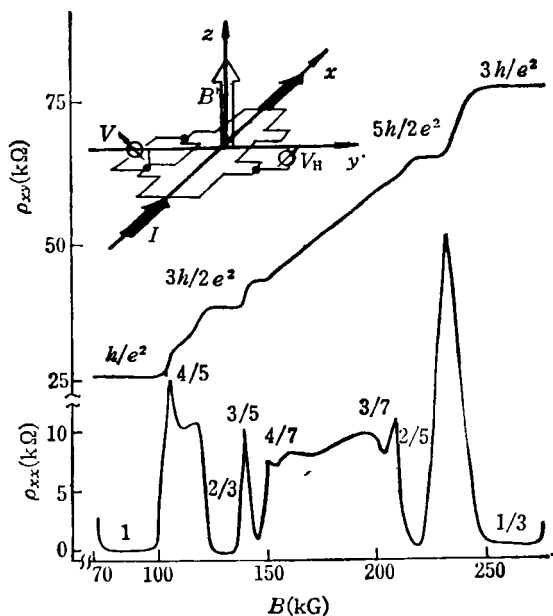


图 3 调制掺杂分子束外延 $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结中二维电子气分数量子霍尔效应 ($\rho_{xx}, \rho_{xy} \sim B$)

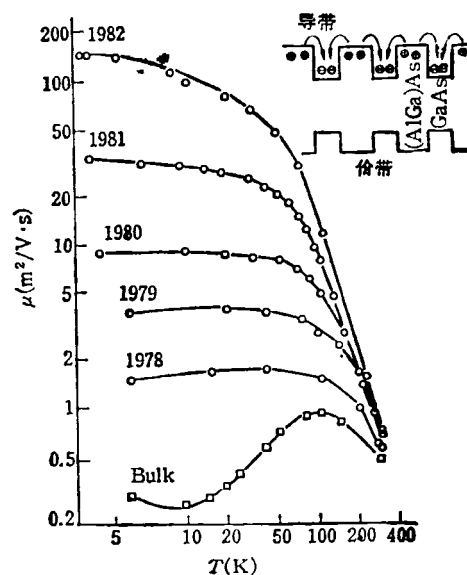


图 4 调制掺杂分子束外延 $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质势阱中电子迁移率和温度的关系

下面以一个具有梯度能隙的雪崩二极管为例加以说明:

为了获得具有低噪声的雪崩二极管, 必须具有高的 α/β , 其中 α, β 分别是半导体中电子与空穴的电导率. 对于 Si, $\alpha/\beta = 10$, 而对于 GaAs, α 与 β 的值近于相等. 为了用 GaAs 做低噪声的雪崩二极管, 设计了具有梯度能隙的雪崩二极管, 图 5 给出这种雪崩二极管在反偏压时的示意图. 由图可以看出, 电子在导带中运动并被偏压扫到导带底有较大变化的区域时, 会得到较大的动能, 因而倍增加大; 而在价带运动的空穴, 由于价带顶的不连续性小, 因此并不会由于势能的骤降而获得大的动能, 倍增率没有显著增加. 这说明在这种有梯度能隙结构的雪崩二极管中, 由于 α/β 大, 可达到低噪声的目的^[13].

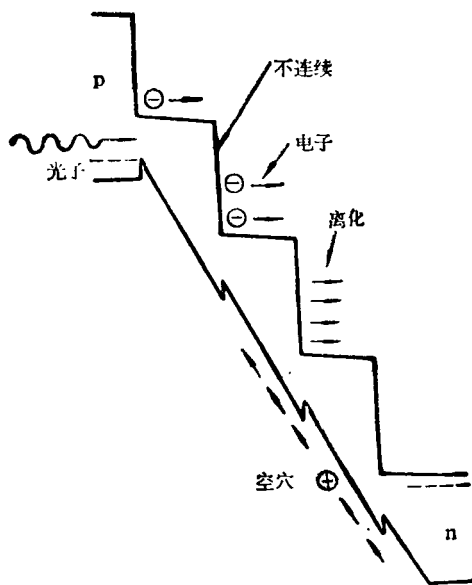


图 5 梯度能隙雪崩二极管反向偏压光生电子与空穴电离倍增示意图

随着分子束外延技术的发展, 可以做出具有不同形状势阱的材料, 例如可用脉冲式的 Al 源来生长具有任意 Al 成份的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层^[14,15]. 最近 Miller 等人^[16]用这种技术生长了具有抛物线势阱的 GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 多重量子阱结构^[17](如图 6 所示). 在淀积过程中, 采用计算机控制, 一层的平均厚度约为 10 \AA 左右,

物理

以生长出平整而清洁的表面, 同时也能使电子和空穴通过隧道效应, 使有效势阱具有抛物线型. 第 N 个 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层的厚度是 $[(N - 0.5)/10]^2 L_z/20$, L_z 是势阱的宽度, 第 N 个 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层距势阱中心的距离是 $(N - 0.5)L_z/20$, 其余部分都是 GaAs. 图 6 给出平均抛物线型势阱, 图 6(a) 给出导带中电子的能级, 图 6(c) 给出价带中的重空穴和轻空穴的能级, 图 6(b) 为光致发光谱.

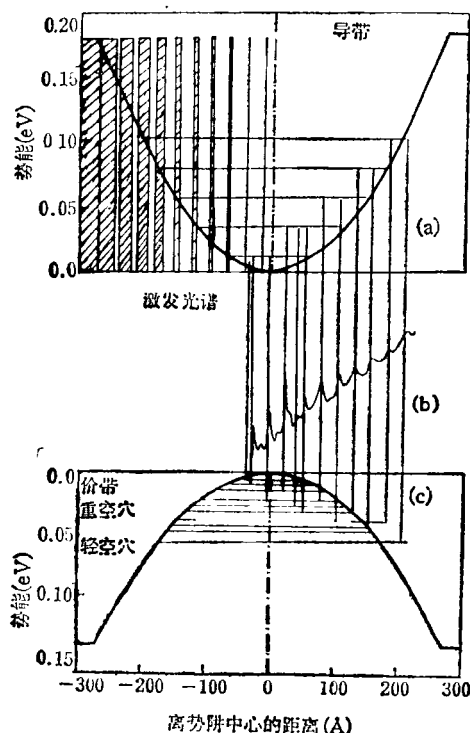


图 6 分子束外延生长抛物线型有效势阱示意图

近年来还生长了无定型材料的超晶格, 例如可以通过控制掺杂制备成 P 型和 n 型交替的无定型超晶格, 可将光生的电子和空穴分别俘获在不同的区域. 这种空间上分离的载流子复合的几率很小, 只能通过与声子相互作用促成的隧道效应来完成, 因此持续的光电导较长, 图 7 代表一个调制掺杂的超晶格的光电导和时间的关系, 这个结构具有交替的 n 层和 P 层, 经过几次光照后, 在 20 小时内, 光电导衰减很小.

3. 聚乙烯 $(\text{CH}_2)_x$ 和其他导电聚合物

这是近年来很引人兴趣的一种聚合物, 可

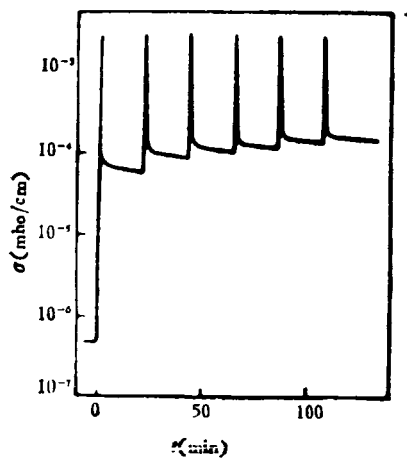


图7 无定型半导体P型和n型交替的超晶格的光电导与时间的关系

以通过掺杂而具有n型和P型半导体，图8给出 $(CH)_x$ 的两种同分异构体：反式(Lrans) $(CH)_x$ 和顺式(Cis) $(CH)_x$ 。它们都可能存在A相和B相。在碳原子的四个电子中， $2s$ 和 $2p_x, 2p_y$ ，电子杂化形成在平面上的分子轨道函数，即 σ 轨道函数，并形成三个夹角为 120° 的 σ 共价键，将每个碳原子和两个相邻的碳原子及一个氢原子相连接。每一个碳原子上的 $2p_z$ 轨道垂直于平面，形成所谓的 π 键。能带计算指出， σ 键的电子占据在能量比较低的满带，波函数的交叠少，而相邻原子的 π 键波函数则有较大的交叠，形成导带。如果相邻碳原子间的距离相等，每一个 (CH) 单元贡献一个 π 电子，则反式 $(CH)_x$ 将有如一个一维的单电子原子键， π 电子将占有半满的带， $(CH)_x$ 应有金属的性质，这显然与实验不符。实验指出，碳原子间的距离并不是相等的，双键的长度比单键要短 0.03 \AA ，即图8所示的反式 $(CH)_x$ 键是长键和短键相互交替的，周期性比碳原子间距增加了一倍，因此会在原来能带半满处出现能隙，和Peierls^[10]指出的不稳定性相同。反式 $(CH)_x$ 的A相和B相互为镜面反映，二者有相同的能量，是简并态。反之，图8所示的顺式 $(CH)_x$ ，虽然也有A相和B相，但具有不相同的能量，二者并非简并态。

在温度较高时，同一个链上可能出现A相和B相。常把反式 $(CH)_x$ 中从A相过渡到B

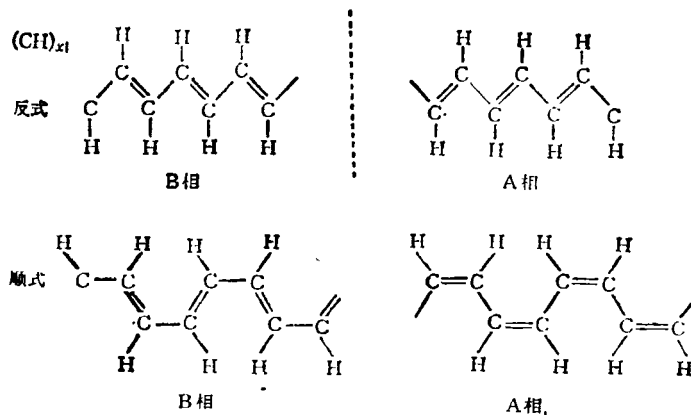


图8 反式与顺式聚乙炔中A相和B相示意图

相的区域称为正畴壁，从B相过渡到A相的区域为反畴壁(见图9)。畴壁总是成对形成的，在畴壁中，原子的位移不同于A相和B相中的原子。利用变分法可以求出能量最低时位移如何随原子的位置变化。可以证明，决定畴壁中原子如何运动的方程是一种非线性微分方程，其解在流体力学中称为孤立波，在反式聚乙炔的情况下称为孤子解。正畴壁中的孤子称为S，反畴壁中的解则是反孤子 \bar{S} 。

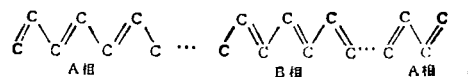


图9 聚乙炔中的正畴壁和反畴壁示意图

要了解电学性质，还必须考虑反式 $(CH)_x$ 中 π 电子的运动，在A相或B相中，电子的运动是准一维的，可用布洛赫波来描述。能带有被电子充满的满带和空的导带。在畴壁范围内，由于原子的位移破坏了原来的周期性势场，出现了畸变势。由于畸变的定域势所产生的分立能级位于禁带的中央，有如一般半导体中的杂质能级。由于系统中的电子数没有变化，这个分立能级可以容纳两种自旋取向的电子，因此具有两个态。由于对称的原因，每个态都是来自价带和导带，即导带和价带各贡献 $1/2$ 个自旋

朝上或自旋朝下的态。当有电子被激发到孤子能级时，整个系统中出现一个在分立能级上的电子和价带中带正电的空位，孤子仍是中性的，但这个被激发的电子自旋可以是 $1/2$ 或 $-1/2$ 。这一点已被实验所证实^[19]。应该指出，由于孤子和反孤子总是成对出现，因此导带和价带也会贡献 $1/2$ 个自旋朝上或自旋朝下的态给反孤子态，二者合起来还是一个状态。如只看一种自旋，孤子中价带上的状态数和电荷数都是 $1/2$ 。

如果在反式 $(\text{CH})_x$ 中掺入施主杂质，例如钠、钾等，它们将向碳链提供电子，孤子能级的两个状态都被电子充满。此时孤子带有电荷 $-e$ ，成为负孤子，但自旋为 0。如果掺入受主杂质，如 AsF_6 、 I_2 等，可以接受电子，孤子带正电荷 $+e$ ，成为正孤子，自旋也是零。实验证明，通过掺杂可使反式 $(\text{CH})_x$ 成为 n 型或 p 型半导体，电导率可提高几个数量级，然而自旋磁化率为零，说明载流子没有自旋，支持了上述的孤子模型的观点。

对准一维系统的研究还导致了与其他领域的交叉。1976 年，R. Jackiw 和 C. Rebbi^[20] 根据相对论场论研究一维无自旋的费米场和有对称性破缺的波色场的耦合时，得到了具有分数电荷的激发态。苏武沛和 Schrieffer^[21] 指出这种情况和反式聚乙炔及其他准一维导体中的孤子态有类似之处。他们还指出，对于能带被填满 $1/3$ 的 Peierls 系统，孤子和反孤子激发态的电荷可能是 $\pm(1/3)e$ ， $\pm(2/3)e$ 。同理，对于 $1/n$ 填满的系统，孤子激发态的电荷可能是 $\pm(1/n)e$ 的整数倍。凝聚态物理学家对实验现象的理论描述和粒子物理学家对模型的数学研究所得结果的相似性，使得准一维体系成为近年来引人注目的研究课题。目前，人们对许多其他聚合物的化学和物理性质开展了广泛的研究，新的现象不断出现。在这些研究的基础上，有可能得到具有新性能的材料。反式聚乙炔和其他聚合物可以作为导电塑料，也可以作为再充电的电池的电极。A. J. Heeger 由于对准一维导体的研究获得了美国物理学会 1983

年的 Oliver E. Buckley 奖。

除了聚乙炔 (PA) 之外，其他受重视的聚合物导体还有 $\text{PPP}[(-\text{C}_6\text{H}_4-)]_x$ ， $\text{PPS}[(-\text{S}-\text{C}_6\text{H}_4-)]_x$ 和 $\text{PPY}[(-\text{C}_6\text{H}_3\text{N}-)]_x$ 等。这些材料可通过掺杂而有很高的电导率，而且具有非常特殊的电学、磁学和光学性能，因此是引人注目的聚合物材料。

4. 有机超导体

自从超导体被发现后，人们都在为提高超导转变温度而努力。根据 BCS^[22] 理论，当导体中的电子形成 Cooper 对时，由于许多 Cooper 对的高度协调的运动使金属进入超导态。图 10(a) 和图 10(b) 给出 Cooper 对形成的示意图。由于金属中的电子是在由正离子组成的晶格中运动，电子和正离子的吸引可能使晶格畸

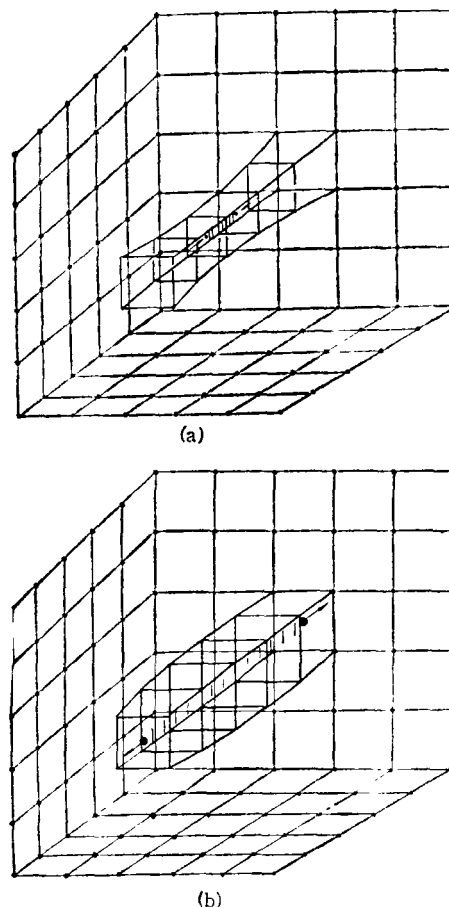


图 10 BCS 理论中的 Cooper 对形成示意图
(a) 电子相吸；(b) 电子相斥

变。带负电的电子的运动可能将正离子吸引得相互接近，而正离子之间的相互作用有使正离子恢复到原位的恢复力。当然这样引起的晶格振动比电子运动慢得多，因此相互靠近的正离子可能形成正电荷比较集中的区域而吸引另一个电子，因而形成了 Cooper 对，如图 10(a) 所示。而当正离子在恢复力作用下相互之间的距离增加时，在某个区域的正电荷比周围减少，因而 Cooper 对的电子有避开这个区域的倾向，如图 10(b) 所示。当温度比较高时，晶格的热振动占主要的地位；而在低温时，上述的作用就会变得比较显著，形成 Cooper 对的电子作相对的振动。在超导态中电导是由 Cooper 对的质量中心的净运动而产生的。这些高度协调的运动使 Cooper 对的动量不易受到晶格散射的影响而减少。因此在超导态，电阻是零。只是当温度超过转变温度 T_c ，电子的热运动才会破坏 Cooper 对，金属仍恢复到正常态。

1964 年，Little^[23] 提出用一长链的有机分子来形成 Cooper 对。每个有机分子可以是一种碳氢化合物。这种分子很容易极化。当电子经过这个有机长链时可能排斥碳氢化合物的外层电子，而在长链的骨架附近形成一个正电荷增加的区域，这个正电区可吸引另一个电子而形成 Cooper 对。由于正电荷区的形成是起

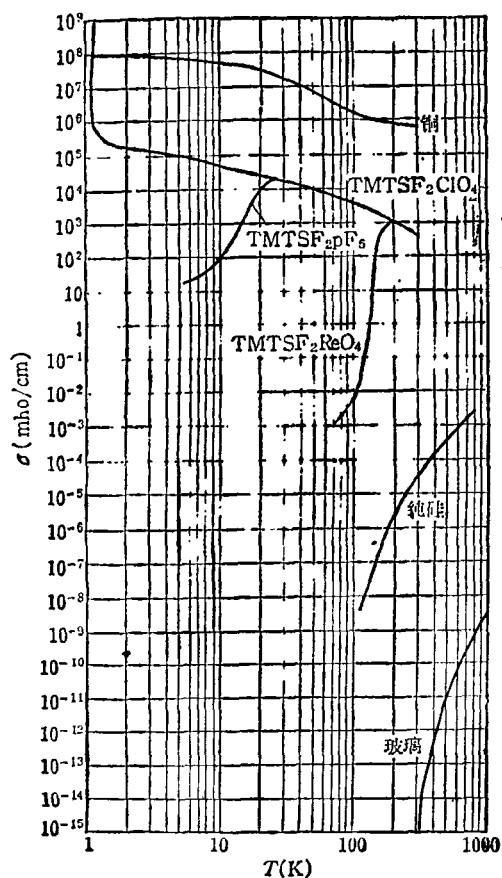


图 11 有机超导体与其他几种典型材料的电阻率和温度关系的比较

源于对电子的运动，电子的质量比正离子小得多，因此比较容易形成 Cooper 对。Little 还预

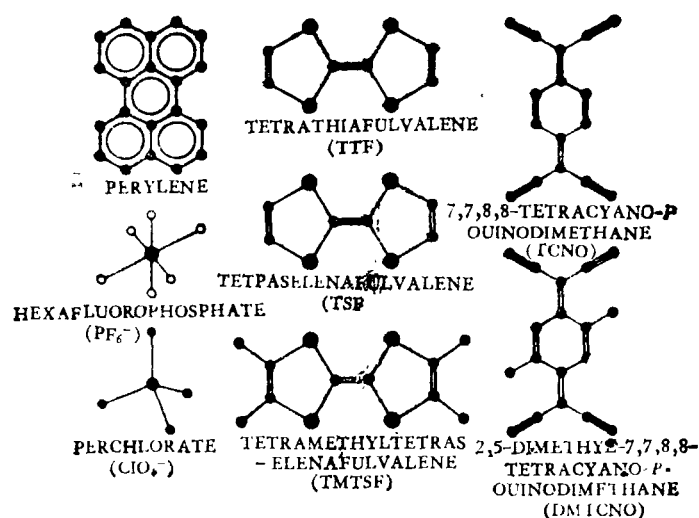


图 12 组成有机导体和有机超导体的一些基本单元

计转变温度可提高许多。这个新的思想引起了开发有机超导体的兴趣。经过多番努力, K. Bechgaard 和 D. Jerome 等制备了 $(\text{TMTSF})_2 \cdot \text{X}^{[24,25]}$, $\text{X} = \text{NO}_3^-, \text{BF}_4^-, \text{PF}_6^-, \text{AsF}_6^-, \text{SbF}_6^-, \text{ClO}_4^- \dots$ 等, 这些材料具有很有趣的导电性质 (如图 11 所示)。当温度降低时, 电导率可接近铜的数值。在 1979 年 12 月, M. Ribault 等将 $(\text{TMTSF})_2 \cdot \text{PF}_6$ 加压力到 12000 atm, 然后在恒定压力下将样品缓慢地冷却, 在 12 小时内冷却到 1K 以下, 当温度到 0.9K 时, 电阻趋于零。同

时也观测到排斥磁场的 Meissner 效应, 即该样品进入了超导态。在其后, 同一个小组又发现了 X 为 $\text{AsF}_6^-, \text{SbF}_6^-, \text{TaF}_6^-, \text{ReO}_4^-$ 和 ClO_4^- 的超导体^[25]。对于 $(\text{TMTSF})_2 \cdot \text{ClO}_4$, 在 1.2K 和正常压力下就观察到超导性。图 12 给出受到重视的一些组成有机导体和有机超导体的基本单元。图 13 则给出了 $(\text{TMTSF})_2 \cdot \text{PF}_6$ 的结构图。可以看到负电荷分布在 PF_6^- 离子附近, 而在中间的 (TMTSF) 分子周围则有较多的正电荷。

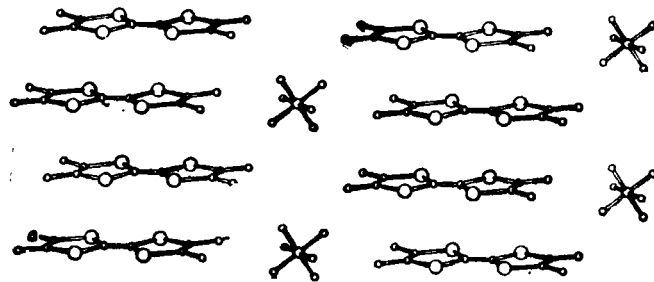


图 13 $(\text{TMTSF})_2 \cdot \text{PF}_6$ 结构示意图

5. 重费米子^[26]

1979 年, Steglich 等^[27]在具有高有效质量的 4f 电子的 CeCu_2Si_2 中发现超导性。在这之前, 已发现 CeCu_2Si_2 具有很高的电子比热, $\gamma \sim 1100 \text{mJ/mol} \cdot \text{K}^2$, 电子有效质量 $m^* \sim 10^2 m_e$, (m_e 是电子质量)。由于具有高有效质量, 因此被称为重费米子。表 1 列出到目前为止发现的

表 1 重费米子的具有 f 电子的金属原子间距 d , 比热 γ , 转变温度 T_c 和磁化率 χ

$d(\text{\AA})$	材料	$\gamma(\text{mJ/mol} \cdot \text{K}^2)$ ($T=0$)	$T_c(\text{K})$	$\chi(T=0)$ ($10^{-3} \text{emu/mol} \cdot \text{G}$)
4.43	CeAl ₃	1620		36
4.83	CeCu ₆	1600		27
5.13	UBe ₁₃	400	0.85	15
		1100		
4.1	CeCu ₂ Si ₂	~ 1100	0.60	7-7
		400-1270 随样品而异		
6.56	UCd ₁₁	840		38
4.39	U ₂ Zn ₁₇	535		12.5
4.1	UPt ₃	450	0.50	5.7
5.13	NpBe ₁₃	磁性: $\gamma = 900$ 非磁性: $\gamma = 1300$		5.6

具有重费米子特性的材料^[26]。一般可把金属比热写成

物理

$$c = \gamma T + \beta T^3 = c_{\text{电子}} + c_{\text{声子}}, \quad (4)$$

式中第一项是电子对比热的贡献, 一般认为 γ 的值在 400 以上者称为重费米子系统。所有这些材料都有 f 电子。表 1 中的 d 代表具有 f 电子的原子的距离。由表 1 可以看出, 对于重费米子, $d > 4 \text{\AA}$ 。1970 年, Hill^[28] 曾指出, 当 $d > 3.25-3.50 \text{\AA}$ 时, f-f 的交叠不存在。根据自由电子理论,

$$c_{\text{电子}} \sim \left[\frac{\pi^2}{3} k_B^2 N(E_F) \right] T, \quad (5)$$

式中 k_B 是玻耳兹曼常数, $N(E_F)$ 是在 E_F 处的状态密度, 比热系数

$$\gamma \sim \frac{\pi^2}{3} k_B^2 N(E_F). \quad (6)$$

γ 的数值大意味着费米能级处有大的状态密度。由于有效质量大以及 $c/T \sim T^2$ 的关系, 目前认为, 对于 UBe_{13} , CeCu_2Si_2 , CeAl_3 , CeCu_6 等, 可能有一个电子相互作用很小的窄带。当温度升高或加磁场, 这个能带可能变宽。

对于 UPt_3 , 比热与温度的关系除去包括 (4) 式中的两项外, 还有另一附加项, 比热可表示为

$$c = \gamma T + \beta T^3 + T^3 \ln T, \quad (7)$$

式中后一项是由于自旋涨落而引起的, 对于不是重费米子的 UAl_2 和 $TiBe_2$, 比热和温度也有类似的关系. 对于 U_2Zn_{17} 和 UCd_{11} , 在高于磁有序的温度范围内, 具有和正常金属相同的比热温度关系.

所有的重费米子系统的磁化率都具有相似的特性, 在室温附近满足居里-韦斯定律:

$$\chi = (T + \Theta)^{-1}. \quad (8)$$

式中 $\Theta < 0$. 由此定律推出的有效磁矩的值都比较大, 一般高于 $2\mu_B$, μ_B 是玻尔磁子. 而且在低温时都具有非常高的磁化率. 例如, 对于 $CeCu_2Si_2$, $\chi(0) = 8 \times 10^{-3} \text{emu/mol} \cdot G$, 而对于接近有磁性的 d 电子系钇, $\chi(0) \sim 0.75 \times 10^{-3} \text{emu/mol} \cdot G$, 而对于接近有磁性的 f 电子系铈, $\chi(0) \sim 0.5 \times 10^{-3} \text{emu/mol} \cdot G$. 因此, 重费米子系统的另一特征是具有比接近磁性的元素 Pd 和 Pu 等大 10 倍至 100 倍的低温磁化率.

到目前为止, 发现三个重费米子系统具有超导性. 表 1 给出它们的转变温度. 图 14 给出对这三个超导体电阻率和温度的关系. 对于 $CeCu_2Si_2$ 和 UBe_{13} , $R-T$ 关系中在低温时有一个峰值. 对于 $CeCu_2Si_2$, 这个峰的位置随样品

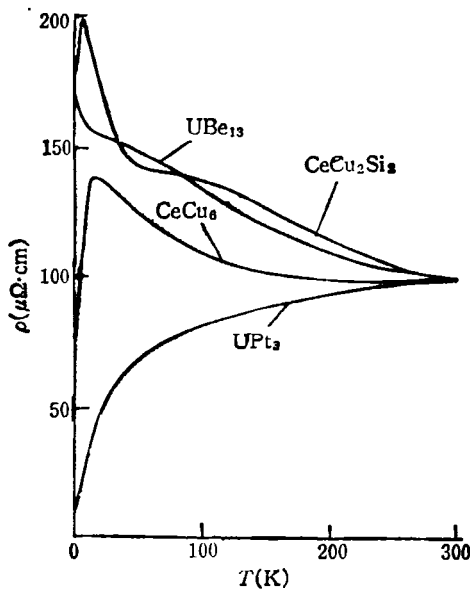


图 14 几个重费米子电阻率与温度的关系

而异. $CeCu_2Si_2$ 的其他特性也有类似的问题. 对于 UBe_{13} , 峰值位于 2K. 从图中可看出 UPt_3 的电阻率随温度的下降而降低, 和正常金属相似.

另一个常用来描述重费米子系统的参数是 Wilson 比 R ,

$$R = \frac{\pi^2 k_B^2 \chi(T=0)}{g^2 \mu_B^2 \gamma J(J+1)}, \quad (9)$$

式中 $g^2 \mu_B^2 J(J+1) = \mu_{eff}^2$, μ_{eff} 是系统的有效磁矩. 由于重费米子系统中 f 电子的复杂行为, 很难计算出准确的 μ_{eff} . 表 2 给出三种不同价态 (f^1, f^2, f^3) 的 Wilson 比.

表 2 重费米子的 Wilson 比 $R^{[24]}$

系统	2.54(f^1)	3.56(f^2)	3.62(f^3)	高温值
$CeCu_2Si_2$	0.17—0.44	0.087—0.22		0.16—0.52
UBe_{13}	0.46	0.23	0.23	0.31
$NpBe_{13}$	2.1	1.06	1.04	1.79
UPt_3	0.52—0.66	0.26—0.33	0.25—0.32	0.37—0.47
U_2Zn_{17} ($\gamma = 535$)	0.79	0.40	0.39	0.25
UCd_{11} ($\gamma = 840$)	1.55—1.82	0.78—0.91	0.76—0.89	0.84—0.98
$CeAl_3$	0.75	0.38		0.70
$CeCu_6$	0.56	0.28		0.59

从表 2 可以看出 R 值随样品不同而异, 当磁性的增加(即磁化率 χ 值增加)和比热的增加按比例变化时, R 值由 0.56—0.75 (具有磁性)变化到 $R < 0.52$ (具有超导性). 从表中也可看出 $CeCu_6$ 具有近于 UPt_3 和 UBe_{13} 的 Wilson 比. 但到目前为止, 还未发现 $CeCu_6$ 具有超导性.

重费米子系统具有许多有趣的性质, 它已成为近几年来受到科学家关注的研究对象. 在许多探索性的研究课题中, 最引人重视的是超导的本质. 有人认为有些重费米子系统的超导性是由于自旋平行电子对 (p 波成对) 所引起的. 许多实验工作者试图验证这个模型是否正确. 例如观测有无从 BCS 超导体通过隧道效应而进入重费米系统超导体的超导电流, 但是由于这种实验难度较大, 即使没有电流, 也不一定

证明重费米子系统的超导体确是由自旋平行的电子对引起的。

6. 五度对称——准周期性(或准晶体)^[29]

D. Shechtman 等^[30]发现骤冷形成的微米尺寸的合金微粒 Al_3Mn 的电子衍射图样具有正二十面体的转动对称性,如图 15(a) 所示。对于具有二维和三维周期性系统的材料来说,这是一种不可能有的对称性。这种具有 10 个三度轴和 6 个五度轴的对称性在有机化合物和病毒分子中早已存在,但对于晶体学家来说,却是新鲜的事。不少人指出,在气体原子附近形成小晶粒时,原始几个壳层的原子可能以正二十面体对称排列在原子附近,当晶粒逐渐长大时,由于要满足平移对称性,正二十面体对称性就被破坏。实验指出,这个五度对称的相是亚稳的,在室温可持续较长时间,在 350°C ,在数小时内即可恢复到晶态结构,而在 400°C ,则只要几分钟。实验同时证明这是一级相变。

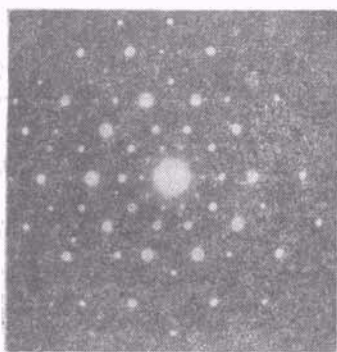


图 15(a) Al_3Mn 合金微粒电子衍射图

在 1974 年,作为一种数学游戏, Penrose^[31]提出利用两种夹角为 72° , 72° , 144° , 72° 和 36° , 72° , 36° , 216° 的四边形可以铺满平面,不留任何空隙,沿五度对称轴方向线段的比为 $(1+\sqrt{5})/2 = 1.6180\dots$, 如图 15(b) 所示。Penrose 图案并不具有周期性,但具有五度对称。英国的 Mackay 把 Penrose 的概念推广到三维空间^[32],用两种三十面菱面体穿插起来得出正二十面体对称性,并用光学变换仪得出五次对称的光学衍射图。Levine 和 Steinhardt 也将 Penrose 铺砖的概念推广到三维空间^[33],并

物理

引入准晶体的概念。他们认为准晶体是具有两个或更多个不可公约的长度标量的晶体,这种晶体具有一般晶体所没有的对称性,通过确定不可约长度的比可定义某种晶体结构。如果准晶体的概念正确,人们必须对这种结构的电学和力学性质进行仔细的理论研究,并与实验结果比较。目前五度对称和准晶体正受到理论物理学家和实验物理学家的密切关注,是凝聚态物理领域中又一件令人兴奋的事。

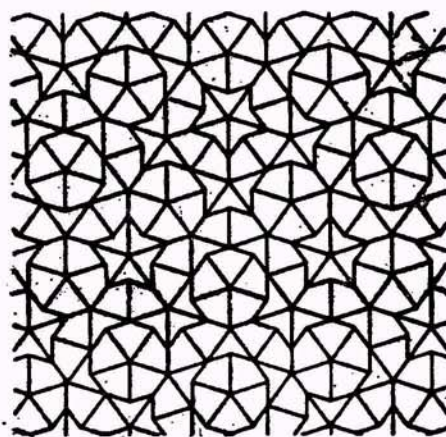


图 15(b) Penrose 铺砖

最后应再一次指出,凝聚态物理在八十年代所以能有许多新的进展,是和理论物理、实验物理同计算物理的密切结合分不开的。随着计算技术的发展,计算物理起着日益重要的作用。例如用比较精确的从头算的自洽能带理论,只要输入晶格常数作为已知的参数,就可以从理论上计算出晶体的许多性质,这方面的工作还在不断深入地发展。

参 考 文 献

- [1] 冉启泽, 物理, 11(1983), 704.
- [2] K. V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.*, 45(1980), 45.
- [3] K. V. Klitzing, *Surface Science*, 113(1982), 1.
- [4] S. Kawaji and J. Wakabayashi, *Surface Science*, 58(1976), 238.
- [5] D. C. Tsui (崔琪) and S. J. Allen, Unpublished.
- [6] T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc Jpn.*, 36(1974), 959.
- [7] T. Ando, Y. Matsumoto and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 39(1975), 279.
- [8] D. C. Tsui and A. C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.*,

- 38(1981), 550.
- [9] D. C. Tsui, H. Störmer and A. R. Gossard, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 1559.
- [10] E. Wigner, *Phys. Rev.*, **47**(1934), 1002.
- [11] C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 795.
- [12] R. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1395.
- [13] F. C. Capasso, W. T. Tsang, G. Williams, *IEEE Trans.*, **ED-30**, (1983), 381.
- [14] A. C. Gossard et al., *J. Vac. Sci. Technol.*, **20**(1982), 694.
- [15] M. Kawabe, M. Kondo, N. Matsuura and Konya Yamamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **22**(1983), L64.
- [16] R. C. Miller et al., *Phys. Rev.*, **29**(1984), 3740.
- [17] J. Kakalios, H. Fritzsche, Proc. 17th Intl. Conf. Phys. of Semiconductors, Springer-Verlag, New York.
- [18] R. E. Peierls "Quantum Theory of Solids" (Oxford University Press, London, 1955).
- [19] B. Weinberger et al. *Phys. Rev. B*, **20**(1979), 223.
- [20] R. Jackiw and C. Rebbi, *Phys. Rev.*, **13**(1976), 3398.
- [21] 苏武沛, J. Schrieffer, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 738.
- [22] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**(1957), 1175.
- [23] W. A. Little, *Phys. Rev. A*, **134**(1964), 1416.
- [24] Klaus Bechgaard and Denis Jerome, *Scientific American*, **247**(1982), 52.
- [25] J. Friedel and D. Jerome, *Contemp. Phys.*, **23**(1982), 583.
- [26] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.*, **56**(1984), 755.
- [27] F. Stegtich et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 1892.
- [28] H. H. Hill, Plutonium 1970 and other Actinides, edited by W. H. Miner (AIME, New York), p. 2
- [29] 郭可信, 物理, **14**(1985), 449.
- [30] D. Shechtman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1951.
- [31] R. Penrose, Scientific American (1977) Jan. 中的 "Mathematical Games" 专栏.
- [32] A. L. Mackay, *Physica*, **114A**(1982), 609.
- [33] D. Levine and P. J. Steinhardt, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2477.

(上接封三)

续表

序号	会议名称	时间	地点	联络单位
39	内耗讲习班	10月	合肥	合肥中国科学院固体物理研究所
40	束测技术讲习班	11月	北京	北京 918 信箱
41	磁场数值计算讲习班	9月	兰州	兰州中国科学院近代物理研究所
42	有机质谱图谱分析讲习班	5月	北京	中国科学院科学仪器厂
43	生物医学电镜技术讲习班	7月	西安	中国科学院科学仪器厂
44	粒子物理中的规范场讲习班	4月	武汉	华中师范学院
45	原子核物理讲习班	7月	黄山	安徽大学
46	年代测定方法及应用讲习班	5月	北京	北京 275 信箱
47	核孔滤膜应用讲习班	11月	北京	北京 275 信箱
48	穆斯堡尔基本知识讲习班	7月	北京	北京 918 信箱
49	核物理实验讲习班	8月	北京	北京 275 信箱
50	核技术在工业中的应用讲习班	10月	北京	北京 275 信箱
51	中、瑞物理暑期讲习班	8月	上海	合肥中国科学技术大学
52	物理学在农业中的应用讲习班	11月	北京	北京 603 信箱
53	物理学在医学中的应用讲习班	6月	北京	北京 603 信箱

(注: 时间、地点以正式通知为准)

(中国物理学会办公室 程义慧)